

^{M. Hansen}
N 79-25664

レーザーレーダーによる霧および雲中の
粒径および水量分布の遠隔測定法

清水 浩・小林 喬郎・稲場 文男

Studies on Remote Sensing Method of Particle Size and Water Density
Distribution in Mists and Clouds Using Laser Radar Technique

Hiroshi SHIMIZU, Takao KOBAYASI and Humio INABA

TM-75354

352
2
13

応用物理 第47巻 第1号 (1978)

レーザーレーダーによる霧および雲中の 粒径および水量分布の遠隔測定法

清水 浩*・小林 喬郎**・稲場 文男**

* 環境庁国立公害研究所 〒300-21 茨城県筑波郡谷田部町館野

** 東北大学電気通信研究所 〒980 仙台市片平 2-1-1

(1977年5月24日 受理)

Studies on Remote Sensing Method of Particle Size and Water Density
Distribution in Mists and Clouds Using Laser Radar Technique

Hiroshi SHIMIZU*, Takao KOBAYASHI** and Humio INABA**

* National Institute for Environmental Studies, Yatabe, Ibaraki 300-21

** Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Katahira, Sendai 980

(Received May 24, 1977)

A method of remote measurement of the particle size and density distribution of water droplets has been developed. In this method, the size of droplets is measured from the Mie scattering parameter which is defined as the total-to-backscattering ratio of the laser beam. The water density distribution is obtained by a combination of the Mie scattering parameter and the extinction coefficient of the laser beam.

This method was examined experimentally for the mist generated by an ultrasonic mist generator and applied to clouds containing rain and snow.

Compared with the conventional sampling method, the present method has advantages of remote measurement capability and improvement in accuracy.

1. はじめに

大気中の種々の浮遊粒子の粒径およびその密度の定量的測定は大気物理学ならびに環境公害研究の上で極めて重要な課題である。これらの定量法は従来は航空機や気球などを用いたサンプリングによるものがほとんどであり、遠隔測定は全く行なわれていなかった。その理由は、従来のミー散乱のみを利用するレーザーレーダー方式では極めて限られた情報しか得られないゆえに、信頼性のある測定が困難であったためである。

本論文は、筆者らが先に開発したレーザーレーダーによる大気物理パラメータの多元情報測定法¹⁾で初めて求められるミー散乱パラメータの値が、霧や雲中の水滴粒子の平均粒径、および密度の測定に有効に利用できることに着目して、その方法を理論的ならびに実験的に検討

した結果をとりまとめたものである。

本論文ではまず、水滴のミー散乱パラメータの粒径に対する変化を理論的に解析し、これをもとにミー散乱パラメータと光の減衰係数の測定値から水滴の平均粒径や密度を求めることが可能であることを示す。次に種々の粒径分布を持つ人工霧を発生し、そのミー散乱パラメータの測定を行なう。さらに、これらの結果に基づいて、実際にレーザーレーダーを用いて雲中の水量を遠隔的に測定する方法と観測例について報告する。

2. 霧および雲中の水量の遠隔測定法の原理

2.1 水滴のミー散乱パラメータの基本的特性

ミー散乱パラメータはエアロゾルの全散乱断面積に対する後方散乱断面積の比として定義されるが、この値は粒子の粒径、屈折率、形状に依存する量であるから、粒

子の性質を調べる上で重要なパラメータである²⁾。ところが、従来、この値を大気中で実験的に求めることが不可能であったことと、それが粒子の性質に複雑に依存することから、この値を実際に用いてエアロゾルの特性を議論することは行なわれていなかった。

しかしながら、筆者らが新たに開発した多元大気物理パラメータ測定用のレーザーレーダー方式を用いれば、ミー散乱パラメータを実時間で測定することが可能である¹⁾。いっぽう、ミー散乱パラメータに関する理論的考察は、現在まで数多く発表されている²⁻⁶⁾。これらは微小粒子に入射する電磁波の散乱をマックスウェル方程式を用いて解析したものである^{7,8)}。その基本的な理論は Mie により取り扱われており、それを目的に応じて展開することにより、種々の状態におけるミー散乱パラメータの性質を知ることができる。

ミー散乱パラメータは次のような基本式をもとに求められる。まず、ミー後方散乱断面積 $(d\sigma/d\Omega)_{\text{Mie}}$ は次式で与えられる⁹⁾。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mie}} = \frac{i(\pi, \rho)}{4\pi\rho^2} = \frac{\pi r^2}{\rho^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (2n+1)(a_n - b_n) \right|^2 \quad (1)$$

ここで、 ρ はエアロゾルのサイズパラメータと呼ばれる量であり、粒子半径を r 、入射光波長を λ とすると、次式で定義される。

$$\rho = \frac{2\pi}{\lambda} r \quad (2)$$

また、 a_n および b_n はそれぞれ次式で定義される。

$$a_n = \frac{\psi_n'(m\rho)\psi_n(\rho) - m\psi_n(m\rho)\psi_n'(\rho)}{\psi_n'(m\rho)\zeta_n(\rho) - m\psi_n(m\rho)\zeta_n'(\rho)} \quad (3)$$

$$b_n = \frac{m\psi_n'(m\rho)\psi_n(\rho) - \psi_n(m\rho)\psi_n'(\rho)}{m\psi_n'(m\rho)\zeta_n(\rho) - \psi_n(m\rho)\zeta_n'(\rho)} \quad (4)$$

ここで、 m は粒子の屈折率であり、さらに ψ_n および ζ_n は次式で定義される。

$$\psi_n(x) = \left(\frac{\pi x}{2}\right)^{1/2} J_{n+1/2}(x) \quad (5)$$

$$\zeta_n(x) = \left(\frac{\pi x}{2}\right)^{1/2} H^{(2)}_{n+1/2}(x) \quad (6)$$

上記の $J_{n+1/2}$ および $H^{(2)}_{n+1/2}$ はそれぞれ第1種円柱関数および第2種ハンケル関数である。

(3) および (4) 式で定義した a_n および b_n を用いると、ミー全散乱断面積 σ_{Mie} は、

$$\sigma_{\text{Mie}} = \pi r^2 K_s(\rho) = \frac{\lambda^2}{2\pi} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (2n+1)(a_n - b_n) \right|^2 \quad (7)$$

で与えられる。ここで $K_s(\rho)$ は散乱効率 (scattering efficiency) と呼ばれるパラメータである。ミー散乱パラメータは (1) 式および (7) 式を用いて次式で求められる。

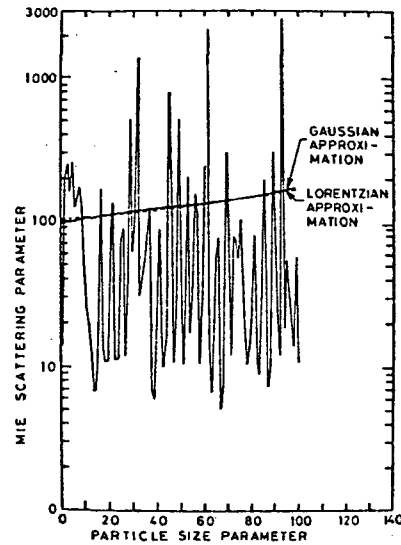


Fig. 1 Calculated value of Mie scattering parameter as a function of particle size parameter for the water droplet with the refractive index of 1.33.

$$\kappa(\rho) = \frac{4\pi^2 \rho^2 K_s(\rho)}{i} \quad (8)$$

$\kappa(\rho)$ の実際の算出には上記のように複雑な計算を要し、とくに高次の $J_{n+1/2}$ および $H^{(2)}_{n+1/2}$ の値を求めるには、現在の大型コンピュータを用いた計算でも大容量のメモリと計算時間を要するため、 $\rho=200$ 以上での $\kappa(\rho)$ の値を求めることは困難である⁹⁾。

屈折率が $m=1.33$ の水滴における $\kappa(\rho)$ の値は $\rho=1$ から 100 について、Twomey ら¹⁰⁾ が行なった計算表を用いて求めることができるが、その計算結果を Fig. 1 に示す。

この図の横軸はサイズパラメータ ρ 、縦軸は散乱パラメータ $\kappa(\rho)$ の値を表す。図より、 $\kappa(\rho)$ の値は ρ の微小な変化に対して大きく振動して複雑な様相を呈し 1 対 1 の対応を持たないことがわかる。

しかし、実際に自然界に存在する水滴は、粒径分布を有しており、 $\kappa(\rho)$ のそのような粒径分布についての平均値が議論の対象となる。そこで、粒径分布関数を雲中の分布によく一致する Deirmenjian 分布^{11,12)} および降雨中における分布によく一致するガウス分布と仮定して、それぞれの分布に従って平均値を求めると、それぞれ Fig. 1 の破線および実線のような滑らかな変化をすることがわかる。なお Deirmenjian の分布関数は

$$f(r) = A r^\alpha e^{-\gamma r} \quad (9)$$

で与えられる。ここで A は比例係数で、 α, γ はそれぞれ分布の広がりを示す定数である。Fig. 1 の計算にお

いては一般的な値として $\alpha=2.0$, $\gamma=0.5$ と仮定した。
 いっぽう, ガウス分布は次式で定義している。

$$f(r) = Ae^{-(r-\bar{r})^2/2s^2} \quad (10)$$

ここで, \bar{r} は粒子半径 r の平均値である, s は標準偏差であり, Fig. 1 では $s=20$ と仮定した。

Fig. 1 の結果から, 粒径分布が存在する場合, ミー散乱パラメータの値は粒径とともに増大する傾向が認められる。この結果が本論文における霧および雲中の平均粒径と水量のレーザーレーダーによる遠隔的測定法の理論的基礎を与えるものである。

2.2 水滴のミー散乱パラメータおよび減衰係数測定に基づく霧および雲中の水量測定法

従来, 霧および雲中の水量測定には航空機や気球を用いたサンプリングの方法が用いられてきた。また, レーザーレーダーを用いてこれを測定しようとする試みもなされてお^{13,14)}。その場合には水量はミー体積後方散乱係数または減衰係数に比例するものと仮定して測定が行なわれている。しかし, これらの値は水滴の粒径が一樣であれば水量に比例するが, 一般には粒径は分布を持ち, 一樣でないために, 測定には大きな誤差を伴う。したがって, 単なる試みにとどまり, 実用面でレーザーレーダー方式が使用されることはなかった。

しかしながら, 2.1 におけるミー散乱パラメータについての考察から, 可視のレーザー光源を使用すると平均半径が $0.1\mu\text{m}$ 程度から数十 μm までの水滴ではミー散乱パラメータの値は平均粒径とともに増大することが明らかになった。この結果を用いれば, レーザーレーダーによるミー散乱パラメータの測定から平均粒径を導出することが可能である。

粒径の平均的大きさと光の減衰係数の測定値から霧および雲中の水量を算定するには次のような方法にたえばよい。まず, 光の減衰係数 σ は次式で表わされる。

$$\sigma = \pi N \int r^2 f_D(r) K_s(r) dr \quad (11)$$

ここで, N は水滴の密度, $f_D(r)$ は粒径分布関数である。(11)式において散乱効率 $K_s(r)$ はサイズパラメータが $1\sim 100$ 程度の範囲ではほぼ一定で¹⁰⁾, その平均値は 2.1 である。したがって, $K_s(r)$ は積分の外に出すことができる。

また, 単位体積中に含まれる水量 M は次式で与えられる。

$$M = \left(\frac{4}{3}\right) \pi N \int r^3 f_D(r) dr \quad (12)$$

(11)式と(12)式より次の関係が導かれる。

$$M = \frac{4\sigma \int r^3 f_D(r) dr}{3K_s \int r^2 f_D(r) dr} \quad (13)$$

(13)式において積分項 $\left(\frac{\int r^3 f_D(r) dr}{\int r^2 f_D(r) dr}\right)$ は

粒径の平均値 $\bar{r} = \frac{\int r^3 f_D(r) dr}{\int r^2 f_D(r) dr}$ とほぼ等しい値をとるが, 粒径分布によっては \bar{r} よりもわずかに大きな値となる。そこで, この点を考慮して D_I を次のように定義して, 粒径分布ファクター (size distribution factor) と名づける。

$$D_I = \frac{1}{\bar{r}} \frac{\int r^3 f(r) dr}{\int r^2 f(r) dr} \quad (14)$$

(14)式を用いると, (13)式は次のように書き換えられる。

$$M = \frac{4\sigma D_I \bar{r}}{3K_s} \quad (15)$$

(15)式において, 減衰係数 σ は大気中の N_2 分子のラマン散乱光強度の空間的变化から求めることが可能であり¹⁾, 粒径の平均値 \bar{r} は 3.2 で記すように, ミー散乱パラメータの測定値から導かれる。また, D_I を現在までに多くの研究者によって測定された世界各地での霧および雲の粒径分布に基づいて計算すると, 次のような値となる。Deirmenjian 分布において, $\alpha=2.0$, $\gamma=0.5$ の場合には $D_I=1.28$, Yunge 分布¹⁵⁾ において $\nu_0=4$ とし粒径の最大値を ∞ , 最小値を 0 としたときには, $D_I=1.48$, 西辻らが測定した多くの霧および雲中の粒径分布³⁾ から求めた値は $D_I=1.24\sim 1.43$ である。これらの結果から, D_I は $1.24 \leq D_I \leq 1.48$ の範囲にあるものと推定される。したがって, D_I を中心値の 1.36 にとると, σ および \bar{r} の測定値が十分正確であれば, $\pm 12\%$ 程度の誤差で水量が遠隔的に求められることになる。

3. 人工霧におけるミー散乱パラメータおよび水量測定法の実験的検討

3.1 人工霧の発生法

ミー散乱パラメータの実験的検討においては任意の粒径と粒径分布を持つ霧の発生が測定法の重要な課題となる。

人工霧の発生は機械工学の燃焼分野で活発に研究が行なわれているが, 最近超音波を利用する方法が注目を集めている^{16,17)}。超音波法により発生する霧は粒径分布の広がり小さいことと, 同一の粒径分布を持つ霧粒を再現性よく発生できることが特徴である。また, その粒径は超音波振動子の周波数と振幅に依存するために, 任

意の粒径の霧粒を発生させるのに有効である。超音波による霧の発生法には、振動子の表面に細い針などを用いて液体を誘導し、振動子表面から直接発生させる方法¹⁸⁾、と液体中に振動子を浸し、液体表面から発生させる方法(液浸形)とがあるが、ここでは粒径の小さな霧の発生が可能な後者¹⁷⁾を採用している。

Fig. 2 に液浸形の霧化器の装置構成図を示す。超音波振動子には直径 20 mm の PZT セラミックを用いており、共振周波数はそれぞれ 500 kHz, 1.7 MHz, 2.3 MHz である。また、霧発生に必要な閾値電力はそれぞれ 20W, 20W, 50W である。霧の発生量は振動子の入力増大に伴い増大するが、粒径は逆に小さくなる。また、粒径は共振周波数を大きくすると小さくなる。

微粒子の粒径を測定する方法は、微粒子を形成する方法と同様に多くの方法が試みられている^{18,19)}が、ここでは液浸法と呼ばれる方法を用いた。この方法はガラス板または受け皿に適当な受け止め液の膜を作り、これに霧を飛び込ませ、顕微鏡撮影するものである。

Fig. 3 に測定した霧の粒径分布の代表的な結果を示す。同図において、横軸は粒子半径の測定値であり、縦軸は密度の相対値である。2.3 MHz の振動子を用いる場合、入力が 50 W のとき、平均の粒子半径は $0.7 \mu\text{m}$ であるが、20 W のときは $3.2 \mu\text{m}$ であった。1.7 MHz の振動子では同じく $2 \mu\text{m}$ から $7 \mu\text{m}$ まで変化し、500

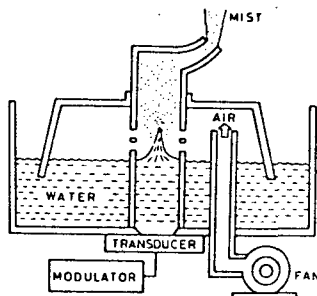


Fig. 2 Schematic diagram of the ultrasonic mist generator.

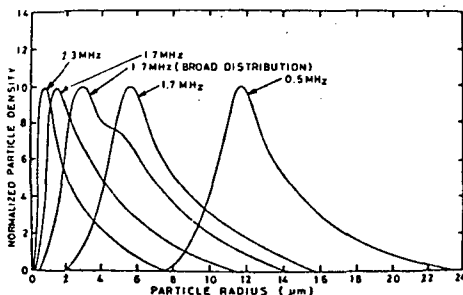


Fig. 3 Particle size distribution of the mist generated by the ultrasonic mist generator.

kHz の振動子では入力が 70 W で $11.5 \mu\text{m}$, 50 W で $13 \mu\text{m}$ と変化した。また 1.7 MHz の振動子を 2 個使用し、おのおのへの印加電力を変えたときには、Fig. 3 に broad distribution と示すような広い粒径分布を持つ霧を発生させることも可能である。

3.2 人工霧におけるミー散乱パラメータの測定

前述の装置で発生する霧粒のミー散乱パラメータを測定することにより、2.1 で理論的に検討した、ミー散乱パラメータの特性の検証を行なった。

Fig. 4 は実験装置のブロック図を示すもので、光源には Ar レーザー (波長 514.5 nm) を使用した。このレーザーの出力は 1W, 出力変動は 0.5% である。実験は霧発生器から発生する霧粒に Ar レーザー光を照射し、その透過光および後方散乱光強度を同時に 2 台の光電子増倍管で測定することにより行なった。なお光電子増倍管には HTV 製 1P28 を用いている。実験に用いた集光用レンズは直径 50 mm, 焦点距離 300 mm であり、発生する霧はレーザービームの通過する方向が 5.8 mm, 幅が 8 mm である。

Fig. 5 はミー散乱パラメータの測定値を示すもので、横軸は粒子半径の平均値 \bar{r} , 縦軸はミー散乱パラメータの測定値 $K(\rho)$ である。超音波振動子には共振周波数が、2.3 MHz, 1.7 MHz, 0.5 MHz のものを使い broad distribution を示すのは、1.7 MHz の振動子を 2 個用いて粒径分布の幅を広げた場合の結果である。図には参考のた

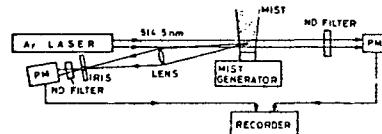


Fig. 4 Schematic diagram of experimental set up for measuring the Mie scattering parameter of the mist generated by the mist generator.

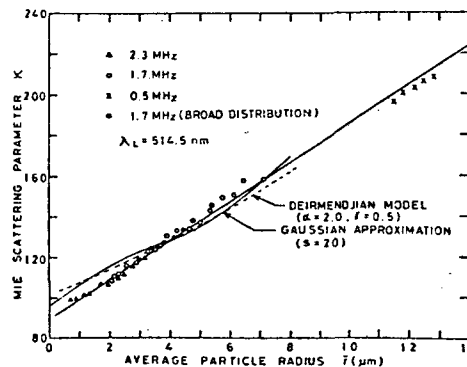


Fig. 5 Experimentally measured Mie scattering parameters as a function of radius for the mist generated by the mist generator.

めに、粒径分布を Deirmenjian の分布およびガウス分布とした場合の理論値を示してあるが、粒径分布のいかに因らず、ミー散乱パラメータの値は粒子半径の平均値に対してほぼ直線的に変化することが認められる。実験に用いた人工霧粒子の粒径分布は自然界で測定されているものよりかなり狭いものでありながら、粒径に対してミー散乱パラメータが振動的に変化しない理由としては、粒子の形状が必ずしも球形でないことや、屈折率が一定でないことにより、粒子のミー散乱パラメータの値が平均化されていることによるものと考えられる。また、自然界に存在する霧および雲は実験に用いた霧粒よりも、粒径形状、屈折率ともに不均一であることは明らかであり³⁾、自然界のエアロゾルについても Fig. 5 と同様な結果が得られるものと考えられる。

以上の結果から、自然界の霧および雲について、レーザーレーダー方式により測定したミー散乱パラメータの値から、粒径分布の平均値を推定することが可能であるとの結論が得られる。なお、自然界に存在する霧および雲は半径 $0.5\mu\text{m}$ 程度から、 $40\mu\text{m}$ 程度の大きさであると推察されているが²⁰⁾、ここで示した実験結果をこの範囲の大きさの粒子にまで拡張して考えることは十分可能であろう。

3.3 人工霧中の水量測定とその検討

2.2 で理論的に検討した霧および雲の水量測定法が、実際の霧および雲に対して応用が可能であることを示すために、人工霧について水量の測定を行なった。

人工霧発生器は超音波振動子に印加する電力を増大させると粒径が小さくなるが、発生する霧の量は増大する。このようにして同時に粒径分布および霧の量を変化させたときに、霧中に含まれる水量をサンプリング法とレーザーを利用する遠隔的方法で測定して比較を行なった。まず、サンプリング法では、振動子の入力に対して、霧化器中の水の減衰量を測定し、これで得られた値をノズルのサイズと霧の流速で割り算を行なって水量を求めた。また、レーザーレーダーによる遠隔測定法では(15)式に従ったミー散乱パラメータと光の減衰係数の同時測定によるものである。

Fig. 6 に測定結果を示すが横軸はサンプリング法、また、縦軸は(15)式を用いて求めたレーザーレーダー方式による水量の測定値である。(15)式における D_1 の値を 1.26 とすると、この測定結果はよい直線関係が得られることが認められる。なお、両者の測定値の誤差はそれぞれ $\pm 10\%$ 程度である。

この測定において、レーザーレーダー方式では水滴粒子の密度が増大すると多重散乱を生じる可能性があるため、この影響を検討するために、本実験系において、励

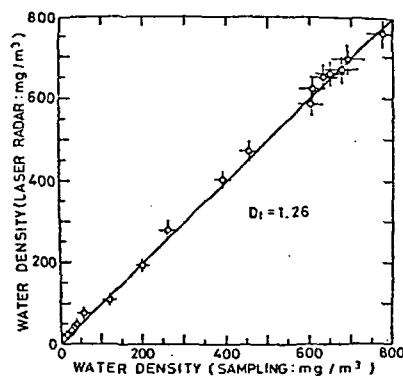


Fig. 6 Comparison of the water density measured by the laser radar method with the sampling method.

起レーザー光が水滴粒子 1 個に衝突して後方に散乱される強度 P_1 と散乱を 2 回生じた後に後方に散乱される強度 P_2 の比を計算すると、 $P_2/P_1=10^{-4}$ となる。実際には、2 重散乱をはじめ、多数回の散乱による多重散乱の影響も考慮しなければならないが、この値を一応の目安と見れば多重散乱の影響はほとんどないものと判断される。

4. レーザーレーダーによる雲の水量の遠隔測定および検討

前節までの理論的検討および基礎的実験の結果から大気中の霧および雲中の粒径の平均値および水量をレーザーレーダー方式を用いて遠隔的に測定することが可能であることが明らかになった。そこで、先に試作した多元大気物理パラメータ測定用レーザーレーダーシステムを用いて実際の雲について水量の測定を試みた。

Fig. 7 に一例として地上約 1200m、厚さ 200m の雲について測定した結果を示す。この測定は 1975 年 10 月 22 日に仙台の上空で行なったもので、横軸は高度で距離分解能は 30m である。図において、一番上のデータはミ一体積後方散乱係数、2 番目は減衰係数、3 番目はこれらの値から求めたミー散乱パラメータ、4 番目はこのミー散乱パラメータと Fig. 5 で得られた実験的関係より求めた水滴の平均粒径を示したものである。また、一番下に、この平均粒径と減衰係数から求めた雲の水量分布を示した。なお、この水量を求める際に粒径分布ファクター D_1 としては平均値の $D_1=1.36$ を用いた。

次に、Fig. 8 は 1975 年 11 月 27 日に午後 9 時と 9 時 40 分に測定した結果である。測定当夜は層雲が低くたちこめており 9 時 40 分過ぎに小雨が降り出した。同図には雲の粒径の平均値と水量のみを示すが、両者を比較すると平均粒径および水量ともに降雨の直前の方が 40 分

Fig. 7 The results of the measurement for the technique

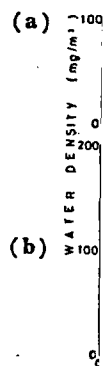


Fig. 8 The results of the measurement for the precipitation measurement

前より増大して、さらに、Fig. 8 時 30 分に測定 2 層存在してい

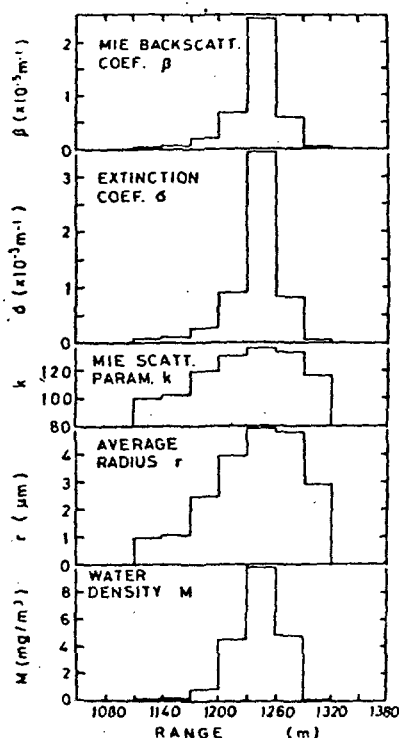


Fig. 7 The average radius and the water density for the cloud measured by the laser radar technique.

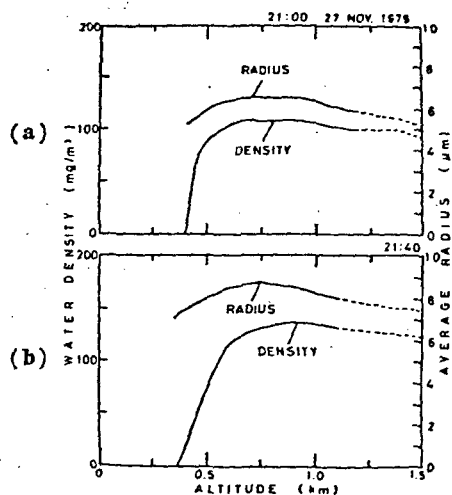


Fig. 8 The average radius and the water density for the clouds of (a) about 40 minutes before precipitation, and (b) just before precipitation, measured by the laser radar technique.

前より増大していることが明らかである。

さらに、Fig. 9 は 1975 年 11 月 30 日の午後 6 時と 6 時 30 分に測定した結果である。6 時の測定の際には雲が 2 層存在していて、小雪が降っており風も強かった。6

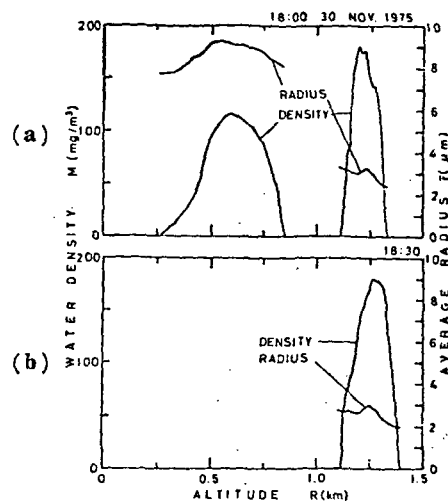


Fig. 9 The average radius and the water density for the clouds of (a) snowing, and (b) after snowing, measured by the laser radar technique.

時 30 分の測定では雪が止んでいたが、このときは雲は 1 層であることが観測された。このことから、6 時の測定における小雪は下層の平均粒径の大きな雲に起因するものと推定される。

次に、測定結果の検討および考察を行なう。まず、Fig. 7 に示す雲は地上 1200m 付近に存在し、肉眼による観測から薄い層積雲と見られる。層積雲では通常、粒子半径の平均値 \bar{r} は $4\mu\text{m}$ から $15\mu\text{m}$ 程度であり、水量 M も最大 10mg/m^3 程度であって非常に薄い雲であることがわかる。

層雲が雨を降らせる条件は、雲の厚さが 1km 以上あること、粒径および水量が十分に大きいことなど²⁰⁾であるが、Fig. 8 では降雨の直前の雲は降雨の 40 分前に比べ、平均粒径、水量ともに大きくなり、降水をもたらす状態に成長していることがわかる。

Fig. 9(a) で上層の 1200m 付近の雲は層積雲と考えられる。この雲は Fig. 7 の雲の場合と比較して、厚さおよび粒径とも小さく、降水の原因とはならない。また、下層の雲では粒径および水量は大きい、厚さが 300m 程度しかなく、降水をもたらすには十分ではないと見られる。しかし、測定当時、かなり強い西風が吹いており、これで運ばれた氷片が下層の雲で成長して、にわか雪をもたらしたものと考えられる。

現在サンプリング法による雲の水量の測定法として最も精度のよい方法は、航空機に積んだ紙テープに水滴が衝突して吸収されるとき紙テープの電気抵抗の変化から測定する方法で、誤差は最良の場合で約 25% とされている²⁰⁾。このようなサンプリング法に比べて、レーザ

ensity
with

散乱され
される強
実際に
重散乱の
応の目安
と判断され

の遠隔

結果から大
量をレーザ
とが可能で
作した多元
システムを

200m の雲
1975 年 10 月
高度で距離
のデータは
番目はこれ
目はこのミ
的關係より
また、一番
の水量分布
分布ファク
た。

9 時と 9 時
が低くたち
た。同図に
前者を比較す
の方が 40 分

レーダー方式には遠隔的測定が可能であるという大きな利点が存在することはもちろんのこと、測定精度の点でも良好で、最良の状態では12%程度の相対誤差が得られることが明らかになった。なお、本論文は霧や雲が水滴から成っている場合について扱ったものであり、氷片から成る場合についてはさらに詳しい検討が必要となるが、定性的には水滴の場合とほぼ同様の傾向を示すものと考えられる⁹⁾。

さらに本方式ではラマン散乱を利用する大気中の水蒸気量の測定によって絶対湿度を同時に知ることが可能である。雲の生成、消滅や、降水量には絶対湿度が密接に関係していることから、これらの同時測定は対流圏内の水の物理状態の総合的な測定と解析の新しい手段として有効に使用できるものと考えられる。

しかし、本方式の最大の問題点は、光はマイクロ波などと異なり水滴による散乱が大きすぎるために、水量が大きく厚い雲の場合、レーザー光が雲の奥深くまで透過せず、雲全体の水量が測定できないということである。このような場合に、降水性の雲であるならば、雲全体の形状をマイクロ波レーダーで測定し、さらに雲の下部の水量および粒径の平均値をレーザーレーダー方式で測定して、両者のデータを結合して雲全体の性質を推定する方法が考えられよう。

5. おわりに

従来、霧や雲の粒径や水量をレーザーレーダーで遠隔的に測定するための有効な方法は発表されていなかったが、本論文ではその新しい測定法を提案し、併せて実験的検討を行なった。まず、ミー散乱パラメータの性質を理論的に検討した結果、エアロゾル粒子が水滴の場合、可視域の励起光に対して、平均粒径が $0.1\mu\text{m}$ 程度から数十 μm 程度で十分に広い粒径分布を持つ水滴粒子のミー散乱パラメータの大きさは平均粒径とともに増大する傾向のあることが確かめられた。この結果を利用してミー散乱パラメータと減衰係数の測定から、霧および雲の水量を遠隔的に測定する方法の検討を行なった。

さらに、これらの理論的考察の結果を実証するために、超音波法により人工霧を発生し、粒径分布と粒径を変化させたときのミー散乱パラメータの値を測定した。その結果、平均粒径が $0.8\mu\text{m}$ から $13\mu\text{m}$ までの水滴粒子については粒径分布にかかわらずミー散乱パラメータの値は平均粒径とともにほぼ直線的に増加することが確認された。また、ここで検討したレーザーレーダー方式を用いて人工霧の水量測定を行ない室内実験的に求められる水量と比較して、この方式が水量の遠隔測定に実際に有効であることを明らかにした。

また、この方式を実際の雨雲および雪雲について応用した結果の粒径および水量の測定例を示して、その結果がこれらの雲の特性とよく一致することを確認した。

この方式による粒径および水量測定法の利点としては従来の航空機を用いたサンプリングの方法と比較して測定対象の状態を乱すことなく遠隔的な測定が可能であること、測定精度が改善されることなどが挙げられ、さらに絶対湿度の測定法と組み合わせることにより、対流圏内の水循環に関する総合的な解析のための重要な情報を得ることが可能となり、今後、大気物理学や環境科学などの分野で広範かつ有効な応用が期待されよう。

文 献

- 1) 清水 浩, 小林香郎, 稲場文男: 電子通信学会量子エレクトロニクス研究会資料 OQE 74-47 (1974).
- 2) 星山満雄, 西辻 昭: 電子通信学会量子エレクトロニクス研究会資料 OQE 73-43 (1973).
- 3) A. P. Waggoner, N. C. Ahlquist and R. G. Charlson: Appl. Optics, 11 (1972) 2886.
- 4) M. P. McCormick, J. D. Lawrence, Jr. and F. R. Crownfield, Jr.: Appl. Optics, 7 (1968) 2424.
- 5) D. B. Rensch and R. K. Long: Appl. Optics, 9 (1970) 1563.
- 6) H. Harrison, J. Herbert and A. P. Waggoner: Appl. Optics, 11 (1972) 2880.
- 7) H. C. Van de Hulst: *Light Scattering by Small Particles* (John Wiley and Sons, New York, 1957).
- 8) D. E. Kerr: *Propagation of Short Radio Waves* (McGraw-Hill, New York, 1948).
- 9) 西辻 昭: private communication.
- 10) S. Twomey and H. B. Howell: Appl. Optics, 4 (1965) 501.
- 11) D. Deirmenjian: *Electromagnetic Scattering*, ed. M. Kerker (Pergamon Press, London, 1963).
- 12) D. Deirmenjian: Appl. Optics, 3 (1959) 201.
- 13) 吉川 誠, 星山満雄, 西辻 昭: 電子通信学会量子エレクトロニクス研究会資料 OQE 73-44 (1973).
- 14) M. Yoshikawa, M. Hoshiyama and A. Nishitsuji: *Proc. 1974 Int. Laser Radar Conf. Sendai*, 1974, V-7.
- 15) C. E. Yunge: *Air Chemistry and Radioactivity* (Academic Press, New York, 1963) p. 134.
- 16) 水谷幸夫, 宇賀康健, 西本武雄: 日本機械学会論文誌, 37 (1971) 1746.
- 17) 千葉 近: 日本機械学会論文誌, 40 (1971) 2236.
- 18) 倉林俊雄: 燃料学会誌, 53 (1974) 681.
- 19) 棚沢 泰: 機械の研究, 15 (1963) 504, 759, 1245, 1385, 1515.
- 20) B. J. Mason, 太田正次, 内田英治訳: 雲と雨の物理 (総合科学出版, 1968).